УДК 537.525.72:531.221.3

Влияние поперечного магнитного поля на тороидальный разряд в сильном продольном магнитном поле

Б. М. Григорович, В. С. Муховатов

Исследовалось влияние поперечного магнитного поля на тороидальный разряд в сильном продольном магнитном поле. Обнаружено, что при определенной величине смещения шнура, вызванного силой $\frac{1}{c}[\mathbf{I}, \mathbf{B}_\perp]$, колебания на осциллограммах электрических характеристик разряда имеют минимальную амплитуду, а средняя проводимость плазмы достигает максимума. Показано, что влияние поперечной компоненты магнитного поля в основном можно объяснить, исходя из представлений о равновесии плазменного шнура внутри проводящего кожуха.

При исследовании джоулева нагрева плазмы в сильном продольном магнитном поле на тороидальной установке «Токамак-2» [1] было обнаружено, что ряд существенных особенностей в поведении разряда можно объяснить радиальными перемещениями плазменного шнура, при которых изменяется его большой радиус R. Перемещение шнура в этих экспериментах в основном определялось изменяющейся во времени поперечной компонентой рассеянного магнитного поля, возникающего вследствие неидеальности как обмотки, создающей продольное магнитное поле, так и контура возбуждения разряда, а также под влиянием тока, протекающего по лайнеру. Попытки компенсировать воздействие этого поля при помощи витков с током, расположенных снаружи медного кожуха, не увенчались успехом. Однако эти опыты убедительно показали, что наложение небольшого поперечного магнитного поля $B_\perp$ на продольное ($\sim 0{,}2\%$ величины продольного магнитного поля) существенно меняет величину и форму разрядного тока. В работе [2] изучалось влияние небольшой поперечной компоненты магнитного поля на равновесие плазменного витка в несколько иных условиях эксперимента.

В настоящей работе приводятся результаты дальнейших экспериментов по выяснению влияния поперечного магнитного поля на характеристики разряда в системах типа «Токамак». Для этой цели была построена установка «Токамак-5», в конструкции которой предусмотрена возможность создания внутри камеры поперечного магнитного поля, переменного во времени.

Исходные предпосылки

Положение шнура внутри камеры определяется из условия равновесия сил, действующих на плазму. Условия равновесия осесимметричного плазменного кольца с током внутри тороидальной проводящей оболочки были получены в работе [3]. В случае объемных токов величину смещения центра шнура относительно центра сечения кожуха Δ и меридиональное магнитное поле снаружи шнура B_ω можно определить из уравнений:

$$\Delta = \frac{b^2}{2R}\left\{\ln\frac{b}{a} + \left(\frac{8\pi\bar{p}}{B_a^2} + \frac{l_i}{2} - \frac{1}{2}\right)\left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right)\right\} + \Delta_B; \tag{1}$$

$$B_\omega = \frac{2I}{c}\left\{\frac{1}{\varrho} + \frac{1}{2R}\left[\ln\frac{\varrho}{a} - 1 + \left(\frac{8\pi\bar{p}}{B_a^2} + \frac{l_i}{2} - \frac{1}{2}\right)\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\left(1 + \frac{a^2}{\varrho^2}\right) + \frac{2R\Delta}{\varrho^2}\right]\cos\omega\right\}, \tag{2}$$

где a — радиус шнура; $\bar{p}$ — среднее по сечению давление плазмы; l_i — внутренняя самоиндукция единицы длины шнура; I — величина тока в плазме; b — малый радиус кожуха; ϱ и ω — полярные координаты в системе отсчета, связанной с центром кожуха; $B_a = \frac{2I}{ca}$. Если центр сечения шнура смещен наружу относительно центра сечения кожуха, то величина $\Delta > 0$. Величина $\Delta_B = (bB_\perp)/\left(\frac{2I}{cb}\right)$ означает добавочное смещение шнура, вызываемое компонентой магнитного поля, нормальной к экваториальной плоскости тора. Если направление добавочного магнитного поля совпадает с направлением поля, создаваемого током на внутренней стороне плазменного шнура (смещение шнура наружу), то $\Delta_B > 0$.

Максимальный размер сечения плазменного шнура ограничивается стенками разрядной камеры или установленными внутри нее специальными диафрагмами. Учитывая это условие и используя соотношение (1), легко показать, что шнур может находиться в равнове-

Репозиторий ГГУ имени Ф. Скорины

сии только в том случае, если величина его радиуса заключена внутри некоторой области $a_{мин} < a < a_{макс}$. Размер этой области зависит от величины поперечного магнитного поля. На рис. 1 показана зависимость области равновесных радиусов от Δ_B для идеализированного случая однородного тока в шнуре при $\frac{8\pi\bar{p}}{B_a^2} \ll 1$. Вычисления сделаны для установки «Токамак-5» с параметрами: $R = 62{,}5$ *см*; $b = 25$ *см*; радиус области, ограниченной диафрагмами, $c = 15$ *см*. При положительных значениях Δ_B с ростом Δ_B область равновесных радиусов

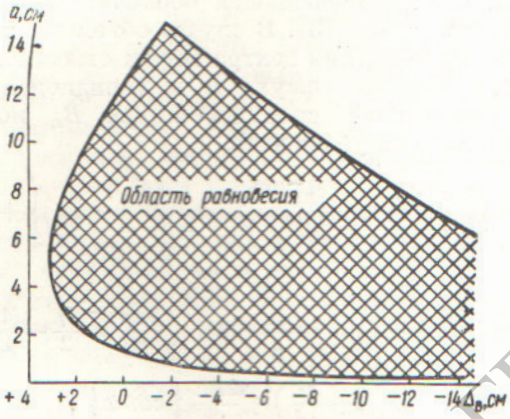

Рис. 1. Область равновесных радиусов шнура для случая однородного тока и $\frac{8\pi\bar{p}}{B_a^2} = 0$.

шнура быстро сужается и при $\Delta_B > 3$ *см* равновесных состояний шнура вообще не существует. Наоборот, с ростом отрицательных значений Δ_B область равновесных радиусов сначала увеличивается, при $\Delta_B = -1{,}7$ *см* достигает максимума и затем снова начинает уменьшаться.

Поперечное магнитное поле не влияет непосредственно на магнитогидродинамическую устойчивость плазмы. Однако какова бы ни была природа неустойчивости, очевидно, что внешне она будет проявляться меньше в том случае, когда область равновесных радиусов максимальна. При этом следует ожидать, что значение $\Delta_B = -1{,}7$ *см* должно быть оптимальным. Мы не рассматриваем здесь вопросов, связанных с возможностью образования структуры равновесных магнитных поверхностей под влиянием возмущений магнитного поля, аналогичной той, которая получена в работе [4] для винтовых магнитных полей, хотя некоторые особенности поведения плазменного шнура могут быть обусловлены именно этим эффектом.

Особенности конструкции установки

Установка «Токамак-5» представляет собою модернизированный вариант установки «Токамак-1а» [5]. Ее конструкция и электрическая схема подробно описаны в работе [6]. Отметим только те параметры установки, которые представляют интерес для настоящей работы, а также изменения, внесенные в ее конструкцию при модернизации.

Разрядной камерой служит сильфоновый тор (лайнер) из тонкой нержавеющей стали, окруженный толстостенным медным кожухом. В одном из поперечных сечений разрядной камеры (рис. 2) установлены четыре изолированные от лайнера и друг от друга вольфрамовые пластины, ограничивающие максимальный радиус шнура ($a_{макс} = 15$ *см*).

При реконструкции установки особое внимание уделялось уменьшению рассеянных магнитных полей в объеме, занятом плазмой. Основными источниками таких полей, как показано в работе [1], являются: ток в обмотках продольного магнитного поля; ток в первичной обмотке трансформатора, генерирующего разрядное напряжение, и ток, протекающий по лайнеру. Измерения показали, что колебания величины продольного магнитного потока внутри кожуха (в разных сечениях тора) не превышают 1%. Искажения поля, вносимые токами в шинах, соединяющих галеты, специально не измерялись. Согласно оценкам, значение поперечной компоненты магнитного поля, обусловленной этими токами, составляет 1—2 *гс* при напряженности продольного поля 15 *кгс*. Параметры разрядного контура подбирались такими, чтобы железный сердечник трансформатора не входил в режим насыщения.

Магнитное поле, создаваемое током по лайнеру, легко учитывается, если известно распределение плотности тока по его поверхности. Однако в реальных условиях наличие люков для откачки камеры и окон создает трудноучитываемые возмущения магнитного поля. Чтобы избежать этого, откачку камеры и наблюдение за поведением плазмы проводили через узкие трубки диаметром не более 30 *мм*. Было также уменьшено число разрывов в медном кожухе. При этих условиях величина магнит-

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

ного поля, создаваемого текущим по лайнеру током, менялась от 1—3 *гс* на начальной стадии разряда до долей гаусса к моменту максимума разрядного тока.

Для создания внутри камеры поперечного магнитного поля между медным кожухом и лайнером (см. рис. 2) было проложено восемь витков, по которым пропускался ток от внешнего источника питания. Меняя величину и на-

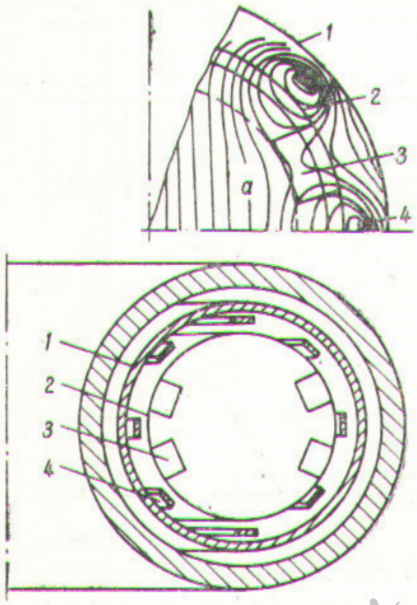

Рис. 2. Схема камеры установки:

1 — медный кожух; *2* — лайнер; *3* — вольфрамовые пластины, ограничивающие максимальный размер плазменного шнура; *4* — витки для создания поперечного магнитного поля; *а* — приближенная форма силовых линий поперечного магнитного поля при использовании шести витков.

правление тока в витках, можно было изменять величину и направление поперечного поля в объеме, занятом плазмой. На рис. 2 показана конфигурация вакуумного магнитного поля, получаемого при использовании трех наружных и трех внутренних витков (верхний и нижний витки отключены). Все шесть витков соединены последовательно. Направления токов в наружных и внутренних витках противоположны. При этом в области разряда диаметром 30 *см* создается достаточно однородное магнитное поле, перпендикулярное к экваториальной плоскости тора. Почти все результаты, описанные в настоящей работе, получены при таком способе соединения витков.

В проведенных экспериментах форма разрядного тока была близка к синусоидальной. Поперечное магнитное поле, создаваемое током в витках, изменялось в фазе с разрядным током, т. е. величина добавочного смещения Δ_B для большей части разряда была постоянной.

Результаты экспериментов

Начальные условия. Эксперименты проводились при напряженности продольного магнитного поля B_0 до 15 *кгс*. В качестве рабочего газа использовался водород при начальном давлении $(0{,}7 \div 3)\cdot 10^{-4}$ *мм рт. ст.* Начальная напряженность электрического поля на оси тора изменялась в пределах 0,05—0,15 *в/см*. Амплитудное значение разрядного тока было равно 10—40 *ка*. Длительность импульса продольного магнитного поля составляла 80 *мсек*, а разрядного импульса — 6—8 *мсек*. Амплитуда поперечного магнитного поля достигала 30 *гс*, так что в большинстве случаев не учитывалось влияние рассеянных магнитных полей.

Методы измерения. Производилась регистрация электрических характеристик разряда (I, $\dot{I}$, U), интенсивности света в видимой области спектра и жесткого рентгеновского излучения с энергией квантов $E > 100$ *кэв*. Кроме того, измерялось меридиональное магнитное поле B_ω при помощи четырех магнитных зондов, установленных между лайнером и кожухом. Зонды были расположены симметрично относительно центра сечения лайнера: два в экваториальной плоскости тора и два на линии, перпендикулярной к этой плоскости.

Электрические характеристики разряда. На рис. 3 показано изменение электрических параметров разряда при наложении поперечного поля $B_\perp$, выбранного таким образом, чтобы смещение шнура Δ_B, вызванное силой $\frac{1}{c}\,[IB_\perp]$, было направлено к внутренней стенке тора. Первый ряд осциллограмм получен без дополнительного поперечного поля. На осциллограмме разрядного напряжения через 1,5—2 *мсек* после начала разряда появляются интенсивные колебания. При этом можно различить колебания двух типов: нерегулярные колебания небольшой амплитуды и колебания, которые при сравнительно большом начальном давлении водорода имеют вид отдельных резких отрицательных выбросов на осциллограммах напряжения и синхронных с ними положительных выбросов на осциллограммах производной тока в плазме. Длительность этих выбросов достигает 200 *мксек*. Неустойчивость такого типа была впервые обнаружена на установке ТМ-2 [7].

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

В работе [8] показано, что отрицательным выбросам на осциллограммах напряжения соответствует резкое смещение плазменного шнура к внутренней стенке тора, причем, как правило, резкому срыву внутрь предшествует плавное смещение центра шнура наружу.

Согласно данным работы [7], при достаточно большой напряженности продольного магнитного поля удается получить режимы разряда, в которых отсутствуют колебания второго вида.

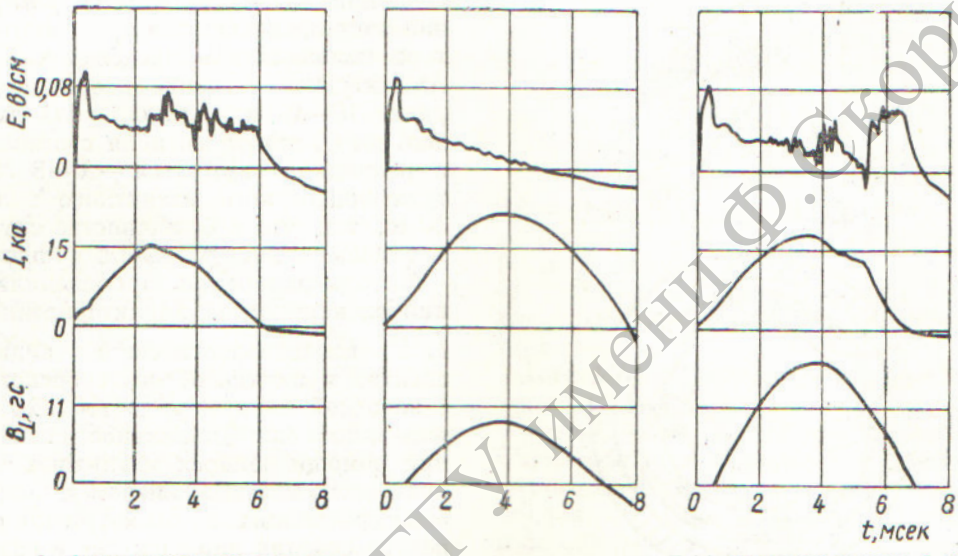

Рис. 3. Осциллограммы напряженности электрического поля $E(t)$, разрядного тока $I(t)$ и поперечного магнитного поля $B_\perp(t)$ при $B_0 = 8$ *кгс* и $p_{H_2} = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$ *мм рт. ст.*

Из осциллограмм рис. 3 видно, что возникновение неустойчивости второго типа существенно зависит от напряженности поперечного магнитного поля $B_\perp$. Если увеличивать амплитуду $B_\perp$, меняющегося синхронно с разрядным током, оставляя неизменными остальные параметры разряда, то момент возникновения резких выбросов на осциллограммах напряжения сдвигается все дальше к концу разряда, и при некотором значении $B_\perp$ наблюдается оптимум, при котором колебания первого типа имеют минимальную амплитуду, а колебания второго типа вообще не появляются. При дальнейшем увеличении $B_\perp$ амплитуда колебаний первого типа возрастает и, наконец, происходит резкое затухание тока в плазме. При оптимальной величине $B_\perp$ средняя проводимость плазмы имеет максимальное значение.

На рис. 4 показана зависимость от Δ_B средней проводимости плазмы, рассчитанной в предположении, что радиус шнура равен 15 *см*. Величина проводимости плазмы вычислялась для момента времени, соответствующего максимуму разрядного тока. При этом предполагалось, что член $I\frac{dL}{dt}$ пренебрежимо мал. Максимум проводимости плазмы достигается при значении $\Delta_B = -1{,}5$ *см*, что хорошо соответствует рассмотренной выше теории. Вызывает некоторое удивление слишком резкая зависимость σ от Δ_B при больших значениях проводимости. Изменение Δ_B на несколько миллиметров при максимальном равновесном радиусе шнура (~ 15 *см*) приводит к значительному изменению проводимости. Согласно кривым рис. 1, такое изменение нельзя объяснить уменьшением радиуса, если температура электронов постоянна.

Резкое затухание тока в плазме при больших отрицательных значениях Δ_B ($|\Delta_B| \geqslant 5$ *см*) не следует непосредственно из условий равновесия шнура. Однако, если предположить, что радиус шнура соответствует верхней кривой рис. 1 и при смещении шнура наружные области плазмы «обрезаются» диафрагмой, приводя к соответствующему уменьшению разрядного тока, то можно показать, что выше некоторого значения $|\Delta_B|$ равновесное состояние такого шнура становится неустойчивым и шнур должен выталкиваться к внутренней стенке тора*. Элементарные вычисления показывают,

* На возможность такого эффекта указал В. Д. Кириллов.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

что для случая однородного тока критическое значение $\Delta_B \approx -7{,}5$ *см*. Согласие с экспериментально наблюдаемой величиной $[(\Delta_B)_{кр} \simeq \simeq -5$ *см*$]$ следует признать удовлетворительным, если принять во внимание грубость исходных допущений.

Вид осциллограмм, приведенных на рис. 3, характерен только для достаточно больших

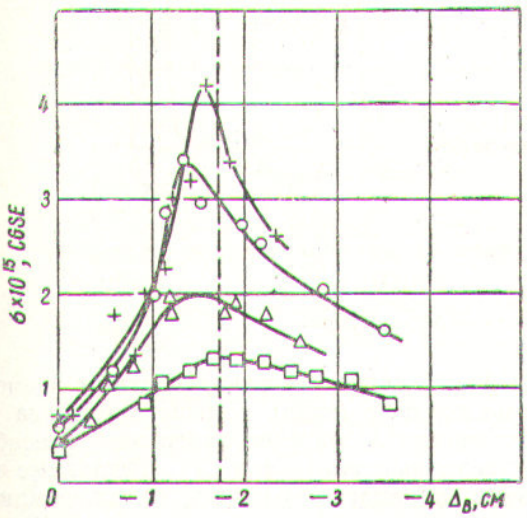

Рис. 4. Зависимость средней проводимости плазмы σ в максимуме разрядного тока от величины смещения

$$\Delta_B = 5b^2 \frac{B_\perp}{I}:$$

Δ — $I = 19$ *ка*, $B_0 = 7$ *кгс*; ○ — $I = 26$ *ка*, $B_0 = 13$ *кгс*; + — $I = 35$ *ка*, $B_0 = 13$ *кгс*; □ — $I = 30$ *ка*, $B_0 = 4$ *кгс*.

напряженностей продольного магнитного поля B_0. При малых значениях B_0 резкие выбросы на осциллограммах U и $\dot{I}$ наблюдаются и при оптимальном значении Δ_B. На рис. 5 показана зависимость средней проводимости плазмы от напряженности продольного магнитного поля при оптимальном значении Δ_B. При значениях B_0, соответствующих возрастающим участкам на кривых $\sigma = f(B_0)$, вплоть до выхода на плато, на осциллограммах U и $\dot{I}$ наблюдаются колебания двух указанных выше видов, которые не удается устранить при помощи $B_\perp$. При дальнейшем увеличении B_0 колебания второго типа исчезают, а амплитуда колебаний первого типа уменьшается.

Отметим, что характеристики разряда при $\Delta_B \approx 0$ изменяются незначительно, если заменить параллельное направление векторов электрического и продольного магнитного полей на антипараллельное. Для обеих взаимных ориентаций **E** и $\mathbf{B}_0$ максимальная проводимость плазмы достигается в пределах ошибок эксперимента при одном и том же значении Δ_B. Отсюда следует, что величина вертикальной компоненты магнитного поля в плазме, создаваемой катушками продольного магнитного поля, не превышает 1 *гс* при $B_0 = 8$ *кгс*.

Интенсивность интегрального свечения плазмы*. На рис. 6 приведены осциллограммы интегрального свечения плазмы в видимой области спектра при различных значениях Δ_B для B_0, соответствующего плато на кривой $\sigma = f(B_0)$. При $\Delta_B = 0$ после начального мак-

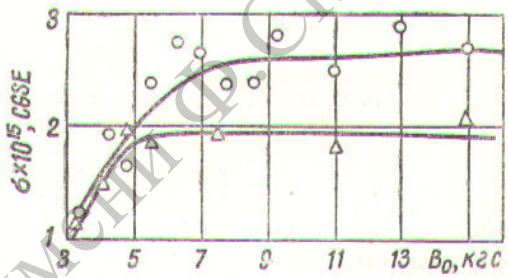

Рис. 5. Зависимость средней проводимости плазмы σ от напряженности продольного магнитного поля B_0 при $p_{H_2} = 2{,}3 \cdot 10^{-4}$ *мм рт. ст*
Δ — 17 *ка*; ○ — 26 *ка*.

симума интенсивности света, обусловленного ионизацией газа, наблюдается повторное возрастание интенсивности. Резкое увеличение свечения соответствует резким выбросам на осциллограммах U и $\dot{I}$. С увеличением $|\Delta_B|$ $(\Delta_B < < 0)$ интенсивность повторного свечения снижается. При оптимальном значении Δ_B второго максимума интенсивности не наблюдается, и к моменту достижения максимума разрядного тока интенсивность свечения плазмы уменьшается примерно на два порядка.

Жесткое рентгеновское излучение. Рентгеновское излучение разряда, проникающее через стенки вакуумной камеры, регистрировалось фотоумножителем с кристаллом NaJ (Tl). На рис. 7 приведена зависимость от времени выхода рентгеновского излучения при различных значениях Δ_B. При значениях Δ_B, меньших или больших оптимального, рентгеновское излучение прекращается с возникновением интенсивных колебаний на осциллограммах электрических характеристик разряда. При оптимальном и близких к нему значениях Δ_B

* Измерения выполнены Э. И. Кузнецовым.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

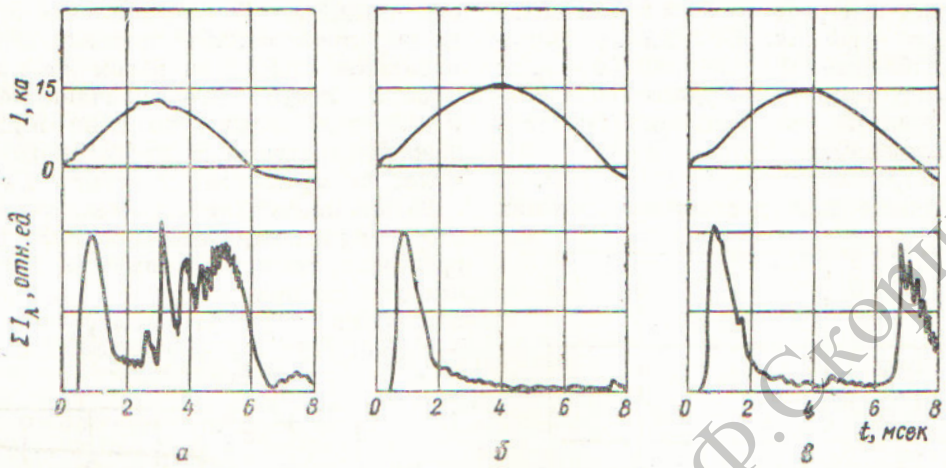

Рис. 6. Осциллограммы разрядного тока $I(t)$ и интенсивности интегрального свечения плазмы в видимой области спектра $\Sigma I_\lambda(t)$ ($B_0 = 12$ *кгс*, $p_{H_2} = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$ *мм рт. ст.*, $E_0 = 0{,}05$ *в/см*) при:
а — $\Delta_B = 0$ *см*; *б* — $\Delta_B = -1{,}4$ *см*; *в* — $\Delta_B = -3{,}1$ *см*.

рентгеновское излучение наблюдается до конца импульса тока.

Измерение смещения шнура. В работе [8] показано, что, измеряя меридиональное магнитное поле с помощью магнитных зондов, расположенных снаружи плазменного шнура, и предполагая, что распределение этого поля подчиняется условиям равновесия, полученным в [3], можно определить смещение центра шнура относительно центра кожуха с точностью до некоторого коэффициента, слабо зависящего от радиуса шнура.

На рис. 8 приведена зависимость от времени горизонтального (вдоль большого радиуса тора) смещения Δ, определенного этим способом при различных значениях $B_\perp$. Остальные начальные параметры разряда не изменялись. Радиус шнура принимался равным 12 *см*. Показанная на рисунке величина Δ_B вычислялась по измеренным значениям $B_\perp$ и I. На рис. 9 приведена зависимость Δ от Δ_B для момента времени, соответствующего максимуму разрядного тока. Ошибки, указанные на этом графике, учитывают как разброс

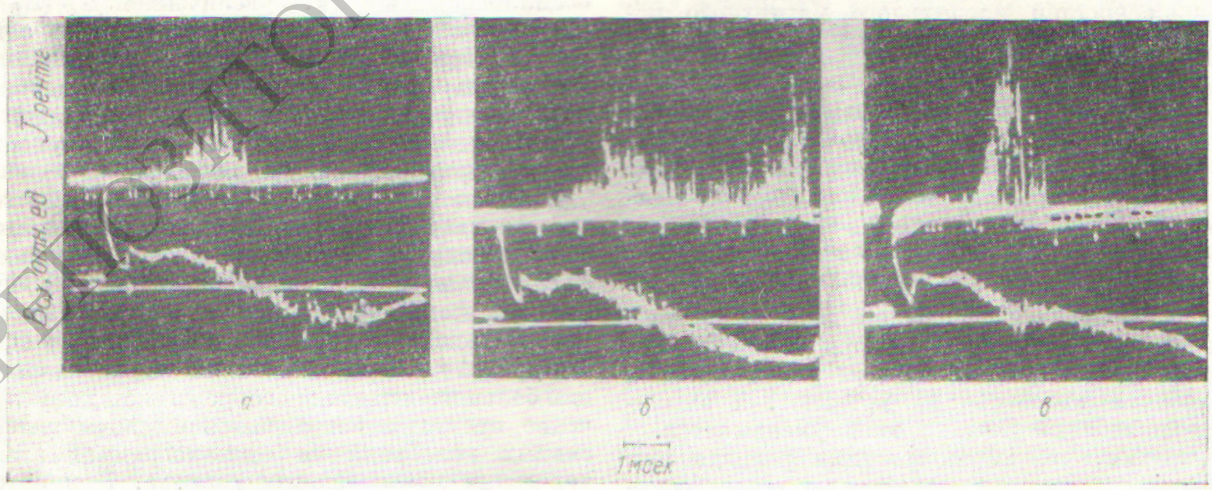

Рис. 7. Осциллограммы напряженности меридионального магнитного поля $B_\omega(t)$ и выхода рентгеновского излучения $J_{рентг}$ ($B_0 = 12$ *кгс*, $p_{H_2} = 2{,}8 \cdot 10^{-4}$ *мм рт. ст.*; $E_0 = 0{,}05$ *в/см*) при:
а — $\Delta_B = 0$ *см*; *б* — $\Delta_B = -1{,}4$ *см*; *в* — $\Delta_B = -2{,}9$ *см*.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

экспериментальных точек в разных опытах, так и возможную погрешность, вносимую неточностью изготовления и установки магнитных зондов. Из кривых рис. 8, 9 видно, что при $|\Delta_B| > 1$ *см* ($\Delta_B < 0$) смещение Δ, определенное по результатам зондовых измерений, и смещение, вычисленное по формуле $\Delta_B = \delta^2 c \frac{B_\perp}{2I}$, качественно соответствуют друг другу. Однако имеется некоторое расхожде-

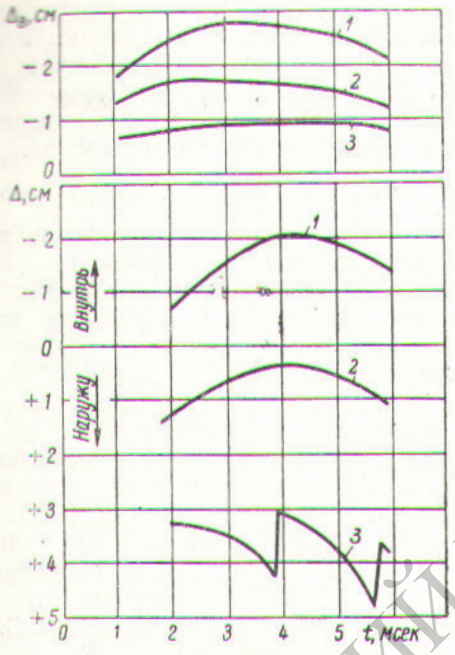

Рис. 8. Зависимость от времени измеренного горизонтального смещения $\Delta(t)$ и вычисленного смещения $\Delta_B(t)$ ($B_0 = 8$ *кгс*, $p_{H_2} = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$ *мм рт. ст.*; $E_0 = 0{,}05$ *в/см*) для различных значений $B_\perp$. Цифры у кривых соответствуют различным значениям $B_\perp$, *гс*: 1 — 13; 2 — 9; 3 — 4.

ние, которое можно в какой-то степени объяснить изменением радиуса шнура и неоднородностью поперечного магнитного поля. При $|\Delta_B| < 1$ *см* разряд имеет явные признаки описанной выше неустойчивости, а на кривых смещения Δ заметны колебания, аналогичные наблюдавшимся в работе [8].

Было измерено также смещение плазменного витка в направлении нормали и экваториальной плоскости тора (вертикальное смещение). Без добавочного поперечного поля оно равно $\sim 1{,}5$ *см* и мало меняется в процессе разряда. Это смещение, по-видимому, обусловлено несимметричностью медного кожуха, имеющего в той части, куда направлено смещение, изолированный разъем.

Эксперименты, в которых создавалось поперечное магнитное поле с вертикальной и горизонтальной компонентами, показали, что при смещении плазменного шнура в вертикальном направлении на величину ~ 3 *см* характеристики разряда не меняются заметным образом. Это можно объяснить тем, что вольфрамовые пластины, ограничивающие плазменный шнур

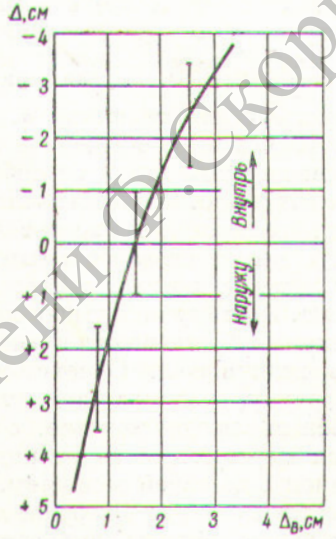

Рис. 9. Зависимость измеренного смещения Δ от величины вычисленного смещения Δ_B ($B_0 = 8$ *кгс*; $p_{H_2} = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$ *мм рт. ст.*; $E_0 = 0{,}05$ *в/см*).

(см. рис. 2) по существу не препятствуют малым смещениям шнура в вертикальном направлении.

Определение радиуса шнура. Как отмечалось выше, при достаточно больших значениях B_0 резким выбросам на осциллограммах U и $\dot{I}$ предшествует плавное смещение шнура к наружной стенке тора. В работе [9] обсуждаются возможные механизмы, которые могут вызвать это смещение. Рассмотрим одну из возможных причин, связанную с уменьшением радиуса шнура.

Результаты зондовых измерений, которые использовались для определения горизонтального смещения шнура, позволяют при некоторых предположениях определить его радиус. Используя выражения (1) и (2), легко показать, что отношение разности v к сумме V проинтегрированных сигналов пары зондов,

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

расположенных в экваториальной плоскости тора, можно представить в виде:

$$\frac{v}{V}=\frac{d}{2R}\left[\ln\frac{d}{a}-1+\frac{b^2}{d^2}\ln\frac{b}{a}+\left(\frac{8\pi\bar{p}}{B_a^2}+\frac{l_i}{2}-\frac{1}{2}\right)\times\right.$$
$$\left.\times\left(1+\frac{b^2}{d^2}\right)\right]+\Delta_B\, d\left(\frac{1}{b^2}+\frac{1}{d^2}\right), \qquad (3)$$

где d — расстояние от центра кожуха до зонда.

Сделаем несколько упрощающих предположений. Допустим, что плотность тока внутри радиуса a постоянна, а вне его равна нулю. В этом случае $l_i = {}^1/_2$. Предположим также, что $\beta = \frac{8\pi\bar{p}}{B_a^2} \ll 0{,}25$. Тогда уравнение (3) позволяет определить величину a.

На рис. 10 показано изменение в процессе разряда вычисленного таким способом радиуса шнура при $\Delta_B = 0$. Точность этого метода определения радиуса не следует переоценивать. Радиус шнура связан с величиной отношения v/V по существу экспоненциальной зависимостью. Поэтому небольшая погрешность в определении v/V приводит к значительным ошибкам в величине a. Однако особенности поведения радиуса шнура делают довольно правдоподобным предположение о том, что наблюдаемая неустойчивость разряда связана с уменьшением a до такой величины, при которой нарушается критерий Шафранова — Крускала. Уменьшение радиуса шнура может быть вызвано, например, так называемой перегревной неустойчивостью [10]. Если отказаться от предположения, что $\frac{8\pi\bar{p}}{B_a^2} \ll 0{,}25$, и считать, что максимальный радиус шнура ограничивается диафрагмой, то уравнение (3) позволяет определить для каждого значения v/V область возможных значений радиуса, соответствующих различным величинам $8\pi\bar{p}/B_a^2$ (заштрихованная область на рис. 10).

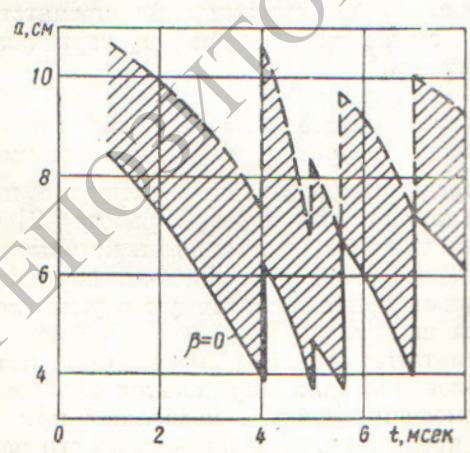

Рис. 10. Область возможных значений радиуса шнура a в зависимости от времени t ($B_0 = 8$ *кгс*; $p_{H_2} = 1{,}8 \times 10^{-4}$ *мм рт. ст.*; $E_0 = 0{,}05$ *в/см*; $\Delta_B = 0$).

Заключение

Приведенные экспериментальные результаты показывают, что влияние поперечного магнитного поля на тороидальный разряд в сильном продольном магнитном поле в основном можно объяснить, исходя из представления о равновесии плазменного шнура внутри проводящего кожуха. Оптимальное значение смещения шнура Δ_B в пределах точности эксперимента совпадает с вычисленным значением для однородного тока и $\frac{8\pi\bar{p}}{B_a^2} \ll 1$. Затухание тока в плазме при больших отрицательных значениях Δ_B не следует непосредственно из условий равновесия. Однако, делая некоторые предположения относительно характера взаимодействия шнура с диафрагмой, можно показать, что при величинах $|\Delta_B|$ ($\Delta_B < 0$) выше некоторого критического значения равновесие шнура становится неустойчивым.

В заключение авторы выражают благодарность Л. А. Арцимовичу за постоянное внимание и интерес к настоящей работе, В. Д. Шафранову и К. А. Разумовой за обсуждение результатов, С. В. Мирнову за плодотворные дискуссии и помощь в проведении отдельных измерений, а также В. С. Горячкину, А. С. Капралову, Ю. А. Розанову и В. И. Новожилову, выполнившим основную часть технической работы.

Поступила в Редакцию 4/XII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Арцимович, К. Б. Карташев. «Докл. АН. СССР», 146, 1305 (1962).
2. R. Sinclair et al. Phys. Fluids, 6, 937 (1963).
3. В. Д. Шафранов. «Атомная энергия», 13, 521 (1962).
4. А. И. Морозов, Л. С. Соловьев. В сб. «Вопросы теории плазмы». Под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 2. М., Госатомиздат, 1963.
5. Г. Г. Долгов-Савельев и др. Nucl. Fusion, Suppl., P. 3., 949 (1962).
6. В. С. Васильевский и др. ЖТФ, 30, 1135 (1960).
7. Е. П. Горбунов, К. А. Разумова. «Атомная энергия», 15, 363 (1963).
8. С. В. Мирнов. См. настоящий выпуск, стр. 209.
9. Л. А. Арцимович и др. Там же, стр. 170.
10. Д. П. Иванов, К. А. Разумова. Nucl. Fusion, Suppl., P. 2, 741 (1962).

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины